

Messung von Anregungsfunktionen
einiger Reaktionskanäle
im System $^{14}\text{N}-^{10}\text{B}$

von
Werner Reichardt
aus
Nürnberg

1969

Messung von Anregungsfunktionen einiger Reaktionskanäle im System $^{14}\text{N} - ^{10}\text{B}$

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades



vorgelegt
von
Werner Reichardt
aus
Nürnberg

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen - Nürnberg

Messung von Anregungsfunktionen
einiger Reaktionskanäle
im System $^{14}\text{N} - ^{10}\text{B}$

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades



Tag der mündlichen Prüfung:	26. 11. 1969
Dekan:	Prof. Dr. F. Tichy
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. H. Wegener
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. J. Christiansen

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite:
Zusammenfassung	1
I. Resonanzphänomene bei Schwerionen- reaktionen	2
II Experimentelle Methoden	11
III Experimentelle Ergebnisse	17
IV Fit und Diskussion	25
Literaturverzeichnis	34

Zusammenfassung

Am Erlanger Tandem-van-de-Graaff-Beschleuniger vom Typ EN wurde die elastische Streuung $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{10}\text{B}$ im Energiebereich von 11.0 bis 26.0 MeV (Lab) und die Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ im Energiebereich von 12.6 bis 17.8 MeV (Lab) unter verschiedenen Winkeln gemessen. Im Gegensatz zu den stark strukturierten Anregungsfunktionen des Systems $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ zeigen alle Anregungsfunktionen des $^{14}\text{N} - ^{10}\text{B}$ - Systems einen glatten Verlauf.

Die Anregungsfunktionen des elastischen Kanals konnten im Rahmen eines einfachen Diffraktionsmodells mit parametrisierten Streuphasen wiedergegeben werden.

I Resonanzphänomene bei Schwerionenreaktionen

Bei der Untersuchung der Anregungsfunktionen einiger Reaktionskanäle des Systems $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ beobachteten Almquist, Bromley und Kuehner ¹⁾ 1960 unerwartete Resonanzstrukturen. (s. Fig. 1)

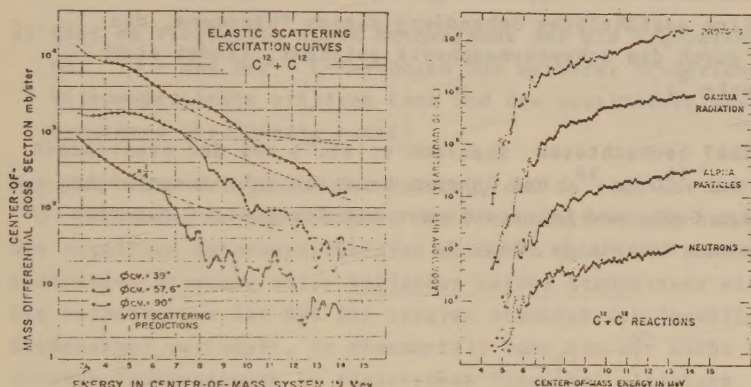


Fig. 1: Typische Anregungsfunktionen für $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ elastische Streuung und $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ - Reaktionen (Ref. 1)

Die in den verschiedenen Teilchenkanälen korrelierten Strukturen, ihre großen Halbwertsbreiten und ihre Abstände führten in Analogie zu einem diatomaren chemischen Molekül zur Aufstellung eines quasimolekularen Reaktionsmechanismus ^{1,2)}. Die Abbildung 2 zeigt eine schematische Darstellung eines solchen hypothetischen Wechselwirkungspotentials.

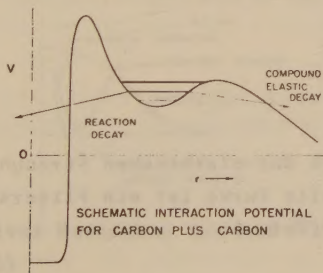


Fig. 2: Hypothetisches quasimolekulares Potential für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (Ref. 1)

Die in der Potentialmulde vor dem Coulombwall auftretenden Eigenzustände würden die Resonanzeffekte erklären.

In diesem Modell konnte das Fehlen ähnlicher Strukturen für das System $^{16}\text{O} - ^{16}\text{O}$ in etwa demselben Energiebereich ^{1,3)} mit der Starrheit der doppelt magischen ^{16}O - Kerne gedeutet werden. Eine ausführliche Behandlung dieses Phänomens, das seit dem durch die Schwerionenphysik geistert, findet sich bei Ischenko ⁴⁾.

Im Jahr 1967 beobachteten Siemssen et al. ⁵⁾ bei der elastischen Streuung von ^{16}O an ^{16}O bei höheren Energien sehr ausgeprägte, regelmäßige Grob- und Feinstrukturen mit Korrelation zwischen den einzelnen Winkeln (s. Fig. 3)

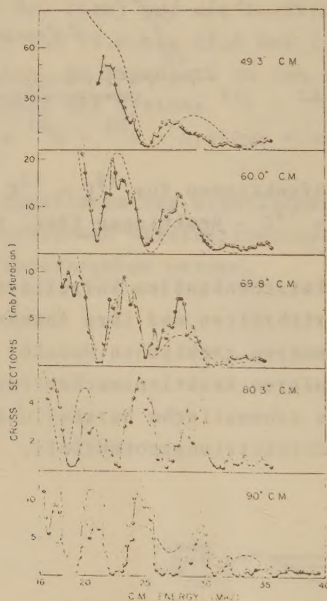


Fig. 3: Anregungsfunktionen der elastischen Streuung von ^{16}O an ^{16}O . Die gestrichelte Kurve ist ein Fitversuch mit dem optischen Modell. (Ref. 5)

Diese im quasimolekularen Reaktionsmechanismus wiederum unerwarteten Resonanzen werfen folgende Fragen auf:

- 1) Muß man zur Erklärung dieser ^{16}O - Strukturen ein anderes Phänomen verantwortlich machen als den quasimolekularen Mechanismus im ^{12}C - System?
- 2) Gibt es vielleicht einen Mechanismus der die Ergebnisse der ^{16}O - und der ^{12}C -Messungen und weiterer Schwerionenstreuexperimente erklären kann und die quasimolekulare Hypothese überflüssig macht?

Man ist heute weitgehend der Meinung, daß es sich bei der ^{16}O - Streuung um ein Phänomen der Potentialstreuung handelt. Die regulären Resonanzstrukturen spiegeln dabei die kohärente kollektive Streuung aller Nukleonen beider Stoßpartner wieder. Die Feinstruktur ist mit der inneren Struktur der jeweiligen Stoßpartner verknüpft. In diesem Bild kann man die nicht korrelierten Fluktuationen im elastischen Kanal bei niedrigen Energien beim $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ - System damit erklären, daß wegen der nicht doppelt abgeschlossenen ^{12}C - Schalen die Wahrscheinlichkeit für inelastische Prozesse, die die kohärente Streuung zerstören, größer ist als im ^{16}O . Die Grobstrukturen der $^{16}\text{O} - ^{16}\text{O}$ - Streuung konnten im Rahmen des optischen Modells bemerkenswert gut wiedergegeben werden. Für den Realteil des optischen Potentials wurden, in Anlehnung an den ^{12}C - Fall und an Resonanzphänomene bei Molekülstreuung, Potentiale des molekularen Typs verwendet. Ein solches Potential entsteht durch Überlagerung von Coulombpotential, Zentrifugalspotential, Kernpotential und einem aus dem Pauliprinzip herrührenden hard core.

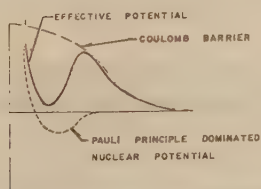


Fig. 4: Effektives Potential für die $^{16}\text{O} - ^{16}\text{O}$ - Streuung
(Ref. 6)

Diese Potentialform läßt sich auch aus der Dichteverteilung der endlichen Kernmaterie herleiten, wie es Brueckner et al.⁹⁾ und Greiner et al.¹⁰⁾ tun.

Chatwin et al.¹¹⁾ konnten allerdings zeigen, daß man ohne Verwendung eines Molekülpotentials, mit den Parametern des Fits von Ref. 7) ebenso gute Anpassungen erhalten kann. Diese Autoren weisen ausdrücklich darauf hin, daß die Existenz eines hard core, der wesentlich zur Ausbildung eines molekularen Potentials beiträgt, bei elastischer Streuung nicht beobachtet werden kann, da das Kerninnere durch Potentialbarrieren und Absorptionseffekte abgeschirmt wird. Der von Chatwin et al. verwendete Realteil des Potentials zeichnet sich durch besondere Flachheit aus. Eine besonders gute Anpassung gelingt bei Verwendung eines l-abhängigen Imaginärteils des Potentials, welches der Drehimpulsanpassung zwischen elastischem und Reaktionskanälen Rechnung trägt.

Neuere Experimente, über die auf der Heidelberger Schwerionentagung berichtet wurde, zeigen, daß das Auftreten von Resonanzeffekten nicht auf das $^{16}\text{O} - ^{16}\text{O}$ - System beschränkt ist. Regelmäßige Grobstrukturen mit überlagerter "intermediate" - und Feinstruktur wurden z.B. bei den Anregungsfunktionen der elastischen Streuung von $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$,¹²⁾ $^{14}\text{N} - ^{14}\text{N}$ ¹³⁾ und $^{16}\text{O} - ^{18}\text{O}$ ¹⁴⁾ bei höheren Energien beobachtet. Die Anregungsfunktionen von $^{14}\text{N} - ^{14}\text{N}$, das einzige untersuchte Beispiel mit Stoßpartnern mit Spins $\neq 0$, zeigen gedämpfte Feinstrukturen. Auch die Anregungsfunktionen des Systems $^{16}\text{O} - ^{12}\text{C}$, die während der Niederschrift dieser Arbeit von uns gemessen wurden, zeigen im Energiebereich von 35 bis 46 MeV (Lab) ebenfalls Grob- und Feinstrukturen (s. Fig. 5)

Diese Resonanzerscheinungen in der elastischen Streuung scheinen also ganz allgemein ein für Schwerionen charakteristisches Phänomen zu sein.

Um die Eingangs gestellten Fragen zu beantworten, kann man sagen, daß eine einheitliche Behandlung der beobachteten

Strukturen im elastischen Kanal gegeben werden kann. Im Rahmen einer solchen einheitlichen Beschreibung müßte man aber auch die Anregungsfunktionen der Reaktionskanäle erklären können.

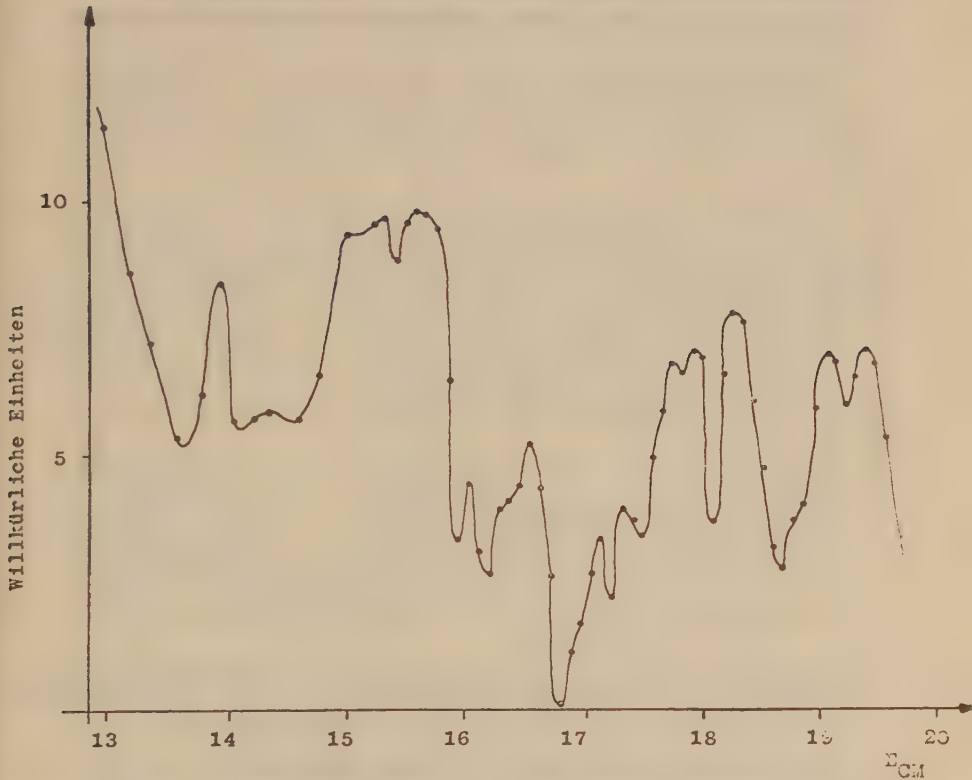


Fig. 5: Anregungsfunktion der elastischen Streuung $^{16}\text{O} - ^{12}\text{C}$ bei $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$.

Hier bildeten bisher die einzigartigen Resonanzen des ^{12}C -Systems in den Reaktionskanälen in der Nähe des Coulombwalles und das totale Fehlen von Resonanzen in der Anregungsfunktion des α -Kanals des ^{16}O -Falles eine Bastion für den quasimoleku-

laren Reaktionsmechanismus.

Die kürzlich von unserer Gruppe gemessenen Anregungsfunktionen in den α - und p-Kanälen des $^{12}\text{C} - ^{13}\text{C}$ - Systems zeigten bei gleicher Energieauflösung wie bei den ^{12}C -Messungen überraschenderweise einen nahezu strukturlosen Verlauf (s. Fig. 6)

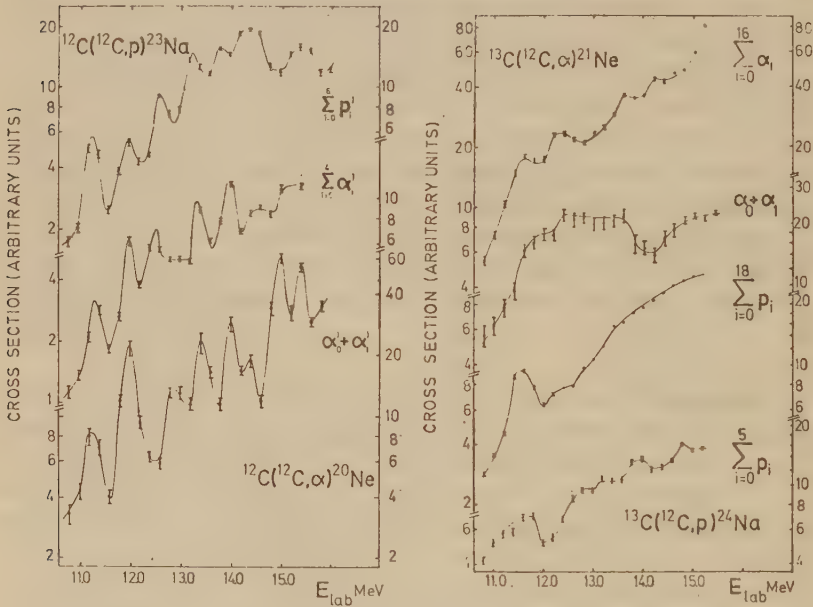


Fig. 6a Anregungsfunktionen der Compoundreaktionen $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}$ bei $\theta_{\text{Lab}} = 32^\circ$ und $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$ bei $\theta_{\text{Lab}} = 27^\circ$.

Fig. 6b Anregungsfunktionen der Compoundreaktion $^{13}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{21}\text{Ne}$ bei $\theta_{\text{Lab}} = 32^\circ$ und $^{13}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{24}\text{Na}$ bei $\theta_{\text{Lab}} = 27^\circ$
(Rev. 4)

Der Einbau eines $p_{1/2}$ Neutrons in das ^{12}C - System läßt im quasimolekularen Bild für die Anregungsfunktionen im $^{12}\text{C} - ^{13}\text{C}$ - Fall ein qualitativ ähnliches Verhalten wie für das $(^{12}\text{C})_2^-$ - System erwarten. Außerdem zeigen neueste Messungen von

Shaw et al. ¹⁵⁾ am $^{16}\text{O} - ^{16}\text{O}$ - System für Energien oberhalb 19.4 MeV offenbar Strukturen der Anregungsfunktion des α -Kanals die mit dem elastischen Kanal korreliert sind.

Derartige Resonanzen kann man nicht mehr mit einem Potentialmulde vor dem Coulombwall erklären.

Diese beiden experimentellen Ergebnisse stellen die bisherige quasimolekulare Vorstellung in Frage und damit die Einzigartigkeit der $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ - Messungen.

Es ist zu vermuten, daß sich die Reaktionskanäle ebenso wie der elastische Kanal einheitlich mit einem Potential mit einer Mulde hinter dem Coulombwall beschreiben lassen. Einen Hinweis, daß das $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ - Potential eine Mulde innerhalb der Reichweite der Kernkräfte hat, gibt der δ_1 -Verlauf im modifizierten McIntyre-Modell ¹⁶⁾ mit dem am hiesigen Institut Rechnungen für die elastische Streuung $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ durchgeführt wurden.

Für ein besseres Verständnis dieses Problems sind jedoch noch viele weitere experimentelle Daten notwendig, bei denen die Anregungsfunktionen verschiedener Kanäle über große Energiebereiche mit Systemen identischer und nicht identischer Stoßpartner mit verschiedenen Spins gemessen werden müssen.

Ziel dieser Arbeit war es, das System $^{14}\text{N} - ^{10}\text{B}$ zu studieren, welches wie $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ zum gleichen Compoundkern ^{24}Mg führt. Es bestehen folgende Unterschiede zum ^{12}C - System: die Stoßpartner sind nicht mehr identisch, ihre Spins sind nicht mehr 0 sondern 1 bzw. 3, die Anregungsenergien des Summenkerns ^{24}Mg liegen, bei Einschußenergien um den Coulombwall, fast doppelt so hoch wie beim $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$. Die Zahl der offenen Kanäle ist wegen des hohen Massenüberschusses sehr groß (s. Fig. 7). Wegen der Spins der beiden Partner ist die Zahl der drehimpulserlaubten Niveaus etwa 4 mal so groß als bei Spin - 0 - Teilchen.

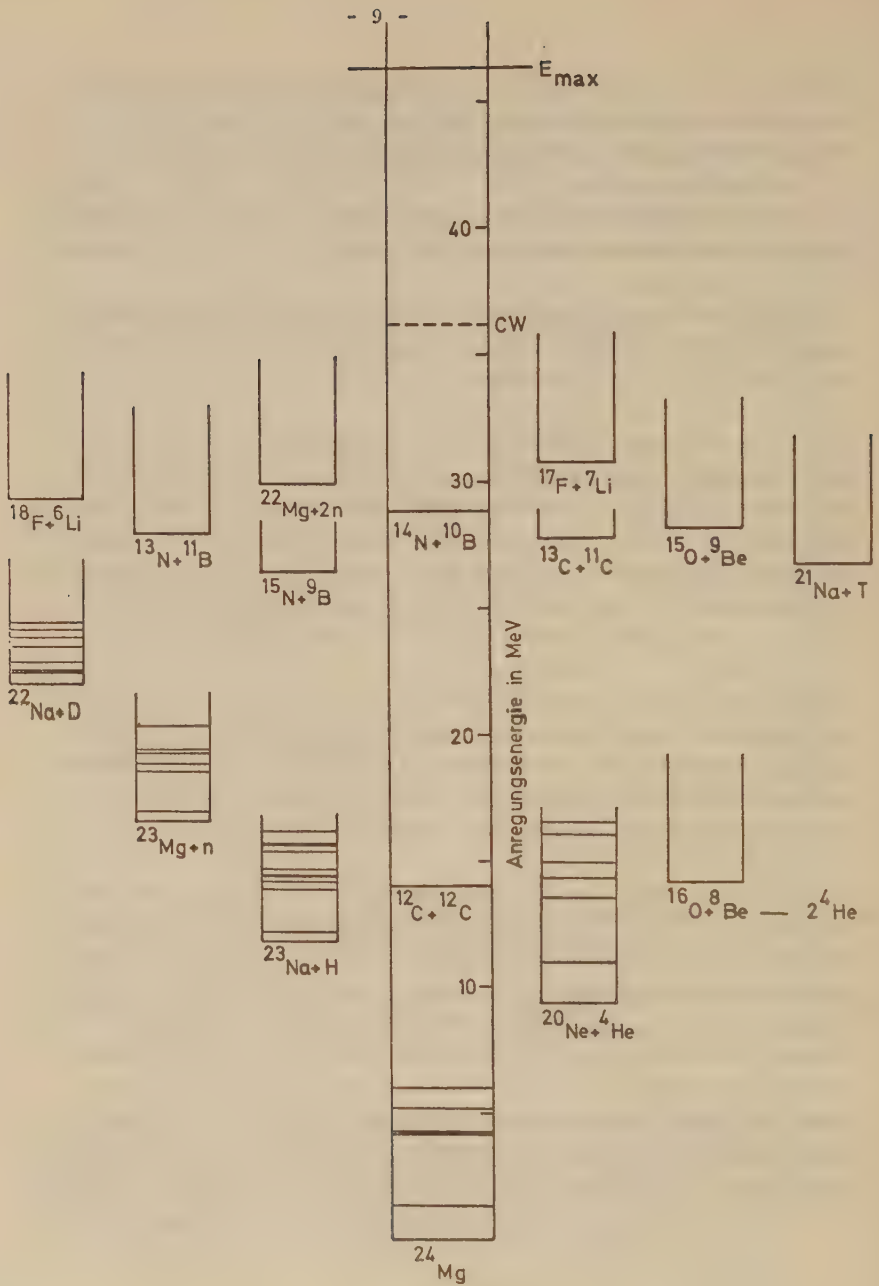


Fig. 7: Q-Wert-Diagramm des Compoundkerns ^{24}Mg

In der vorliegenden Arbeit wurde die elastische Streuung $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{10}\text{B}$ unter den Schwerpunktwinkeln $61,2^\circ$, 90° , $108,6^\circ$ und 130° bei Einschußenergien von 4.6 bis 10.8 MeV (cm) in 83 keV Schritten gemessen. Außerdem wurde die Reaktion $^{16}\text{B}(^{14}\text{N } \alpha_i)^{20}\text{Ne}$ unter den Winkeln $15,7^\circ$ und $42,0^\circ$ (cm) im Energiebereich 5.25 bis 7.4 MeV (cm) mit der gleichen Schrittweite gemessen.

Bei all diesen Messungen wurden Targets verwendet, deren Dicke einem Energieverlust von etwa 100 keV(cm) bei 12 MeV (lab) ^{14}N -Ionen entspricht.

Die Anregungsfunktionen der elastischen Streuung wurden mit der PPS - Methode nach McIntyre gefittet.

II Experimentelle Methoden

Untersuchungen von Schwerionenreaktionen am Tandem mit etwa gleichschweren Reaktionspartnern unterscheiden sich wesentlich von Experimenten mit leichten Ionen hinsichtlich des experimentellen Aufwands. Die große Zahl von Reaktionsprodukten, die im Grundzustand und in angeregten Zuständen auftreten, erfordert eine Identifikation der verschiedenen Teilchenarten. Dazu muß man zwei für die Teilchenart spezifische Größen bestimmen, z.B. den Energieverlust und die Restenergie. Da man wegen des großen Energieverlustes und der großen Energieverschmierung durch straggling bei Schwerionenexperimenten dünne Targets verwenden muß und da man im allgemeinen nur geringe Strahlintensitäten zur Verfügung hat, sind lange Meßzeiten erforderlich. Die Ionen der verwendeten Ladungskomponente zeigen nach Durchlaufen des Targets eine andere, von der Einschußenergie abhängige Ladungsverteilung. Daraus ergeben sich Schwierigkeiten für die Normierung auf den Targetstrom.

Zur Teilchenidentifikation wurde die dE/dx -E-Analyse gewählt. Als dE/dx -Zähler diente ein Proportionalzählrohr, das mit einem Argon (90 %)-Methan (10 %) ^{*)} Gemisch im Durchflußbetrieb arbeitet. Zur Restenergiemessung wurden Siliziumgrenzschichtzähler ^{**)} verwendet. Eine ausführliche Beschreibung des dE/dx -E-Teleskops findet sich in Ref. 17).

Für die Messung der Anregungsfunktionen im α -Kanal mußten α -Teilchen mit Energien zwischen 24 und 34 MeV nachgewiesen werden. Dazu wurden Siliziumoberflächensperrschichtzähler verwendet. Der Raumwinkel dieser Detektoren war durch 2 hintereinander gestellte kreisförmige Ta-Blenden definiert. Um den Einfall gestreuter Teilchen zu verhindern, war zwischen den

^{*)} Firma Edelgas, Düsseldorf

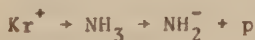
^{**)} Firma Nucletron, München

Firma Nuclear Diodes, Prairie-View, Illinois, USA
Eigenbau des Institutes

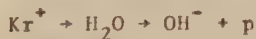
Blenden ein Aluminiumrohr eingebaut. Die Zähler wurden schließlich durch ein Aluminiumgehäuse völlig abgeschirmt. Um den elastisch gestreuten Stickstoff zu stoppen, wurden jeweils die ersten Blenden mit einer 12 μ starken Aluminiumfolie überdeckt. Die bei der Reaktion ebenfalls auftretenden hoch-energetischen p erzeugen in der dünnen Sperrschicht, die zur völligen Abbremsung der α -Teilchen ausreicht, nur sehr kleine dE-Impulse und stören somit bei der Messung nicht. Es wurde auch versucht, die Anregungsfunktionen im p-Kanal zu messen. Dazu müssen Protonen mit Energien von 23 bis 30 MeV spektroskopiert werden. Protonen dieser Energien haben in Silizium Reichweiten von 4 bis 5 mm. Da Dioden mit einer derartig großen Sperrschichttiefe nicht vorhanden waren, wurde versucht, mit schräggestellten, hintereinander angeordneten und elektrisch parallel geschalteten Dioden zu messen. Für diese "Teleskope" wurden Dioden verwendet, die im Institut hergestellt waren. Das Problem war jeweils 2 Dioden ausreichender Dicke zu finden, von denen bei gleicher Vorspannung wenigstens bei einer Diode die Sperrschicht bis zum Rückkontakt reicht. Es stellte sich heraus, daß die im Institut gebauten Dioden, unter solchen Bedingungen nicht über längere Zeiten hinweg, funktionsfähig waren.

Die Messungen erfolgten in einer Streukammer der Firma Ortec.

Die negativen Stickstoffionen zum Einschub in den Beschleuniger wurden in der Standard-Ionenquelle nach dem Ionenstoßverfahren ¹⁸⁾ erzeugt. Man beschießt mit positiven Kryptonionen von 40 keV Ammoniak im Anlagerungskanal der Ionenquelle. Dabei entstehen die verschiedenen negativen Ionen NH^- , NH_2^- , z.B.



Durch den im technischen Ammoniak enthaltenen Wasserdampf erhält man zusätzlich unerwünschte negative Sauerstoffionen:



Mit dem vorhandenen 20° -Analysiermagneten ist es nicht möglich, die verschiedenen Komponenten NH^{-} , NH_2^{-} , OH^{-} und O^{-} , die die gleiche Energie haben, zu trennen. Man schießt daher das gesamte Gemisch negativer Ionen ein. Der mittlere Einschußstrom lag bei ca. $2 \mu\text{A}$. Nach Durchlaufen des Beschleunigers wird im 90° -Analysiermagneten die Ladungskomponente mit der gewünschten Energie aussortiert. Nach nochmaliger magnetischer Umlenkung um 90° wird der Strahl aufs Target fokussiert. Optimale Targetströme, nach dem Durchgang durch 2 3-mm-Blenden, lagen bei $300 \text{ nA } ^{14}\text{N}^{3+}$.

Das Ausgangsmaterials zur Herstellung der freitragenden ^{10}B -Targets war zu 96,5 % mit ^{10}B angereichertes Bor. Es enthielt als Verunreinigungen ^{11}B , ^{12}C , Si, Ca, Fe und Zr. Die Targets wurden nach dem in Ref. 19 beschriebenen Verfahren hergestellt. Die Targetdicke wurde durch die Messung des Energieverlustes der 8,78-MeV α -Teilchen eines Th C-C'-Präparates bestimmt. Für die vorliegenden Experimente wurden Targets mit einer Dicke von $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ verwendet.

Eine Beschreibung der Elektronik für die 2-dimensionale Analyse mit 2 dE/dx-E-Teleskopen findet sich in Ref. 19. Für die Messung der Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N } \alpha)^{20}\text{Ne}$ wurde das gleiche Analysiersystem verwendet wie zur Messung der elastischen Streuung. Dazu mußte die in Ref. 19) beschriebene Elektronik abgeändert werden. Fig. 8 zeigt ein Blockschaltbild des abgeänderten Aufbaus. Der zum Einsortieren in die zweidimensionale Matrix notwendige dE-Impuls wurde auf die folgende Weise gewonnen: Die Energiesignale jeder Diode wurden einerseits direkt auf den E-Eingang des Summenverstärkers gegeben und andererseits in einen Einkanaldiskriminator. Der Einheitsimpuls aus dem Einkanal wurde mit einem Hauptverstärker auf einen bestimmten Wert verstärkt und als dE-Impuls auf den Summenverstärker gegeben. Die Ausgangsimpulse der α -Detektoren wurden in der einen Hälfte der 24×256 -Matrix analysiert. In der anderen Hälfte wurden die Impulse des dE/dx-E-Teleskops gespeichert. Die Gleichzeitigkeit der Teleskopimpulse wurde durch eine Koinzidenzstufe festgestellt. Der Koinzidenzimpuls öffnete die beiden linearen Tore und diente gleichzeitig als Routingsignal

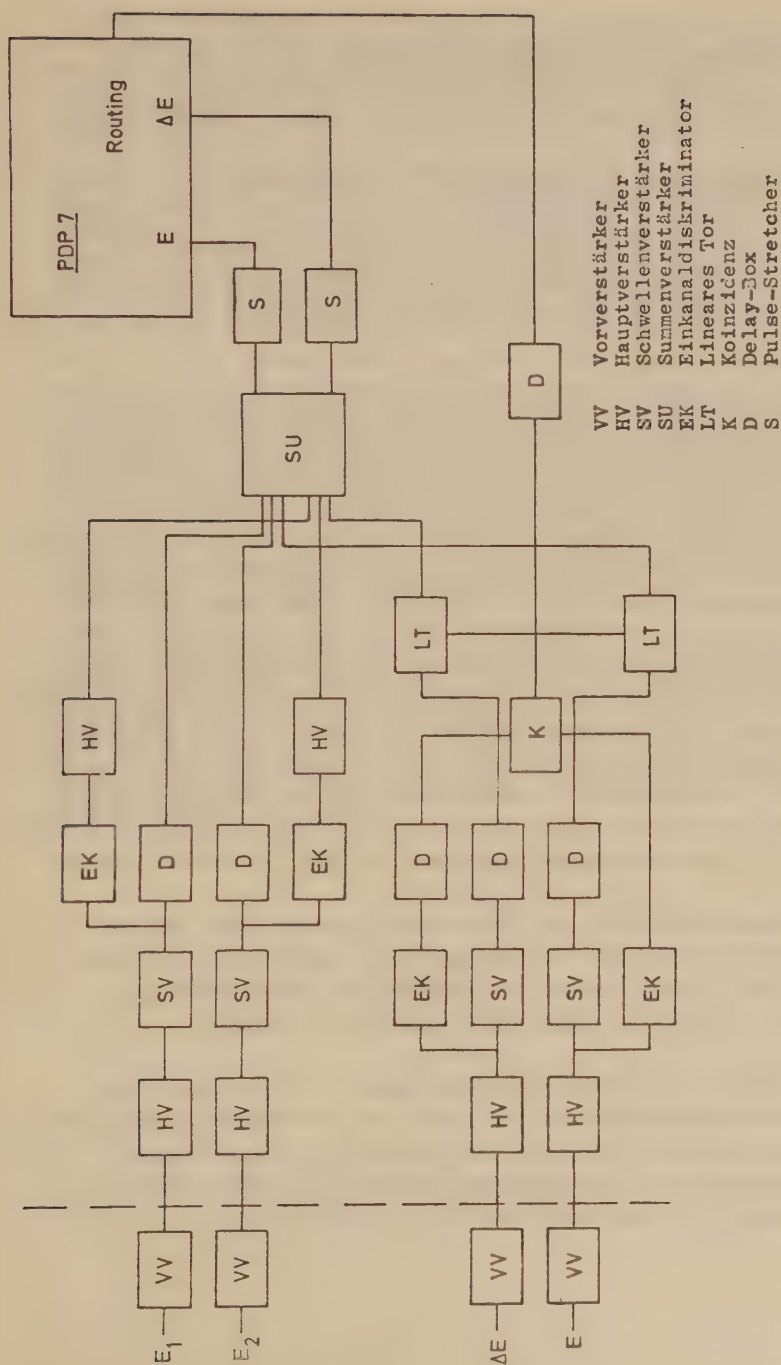


Fig. 3: Blockschaltbild der verwendeten Elektronik

für den Teleskopzweig. Auf die in Ref. 19 beschriebene Anti-koinzidenz-Torschaltung wurde verzichtet, da die Zählraten in den α -Zweigen und dem Teleskopzweig niedrig waren (1/min bzw. 10/sec) und damit die Chancen für zufällige Koinzidenzen.

Zur dE/dx-E-Analyse wurde die PDP 7 - Rechenanlage des Tandem-labors mit einer Speicherkapazität von 8 k im on-line-Betrieb verwendet. Die Anlage besitzt eine Analog-Sichtausgabe mit einem Speicheroszillographen. Eine Beschreibung des verwendeten Analysier- und Auswertesystems BV-Dual findet sich in Ref. 17.

Zur Identifikation der einzelnen Teilchenäste wurden nacheinander verschiedene Targets beschossen. Die Lage der verschiedenen Rückstoßkerne läßt bei unveränderter Verstärkereinstellung eine Eichung der Matrix nach Teilchenarten zu. Für eine genaue Energiebestimmung der Peaks in den einzelnen Teilchenlinien wurden die Dioden mit Hilfe eines Th C-C'-Präparates und eines Testpulsgenerators geeicht. Um jedoch die gemessenen Energien mit den theoretisch berechneten vergleichen zu können, müssen die Energieverluste im Target, dem Zählerfenster und im Zählgas berücksichtigt werden. Bei den Messungen für die α -Anregungsfunktionen muß der Energieverlust des Geschoßes im Target und der geschwindigkeitsabhängige Energieverlust der α -Teilchen in der 12 μ Absorberfolie berücksichtigt werden. Mit Hilfe einer Energie-Kanalzahl-Eichung konnten die einzelnen Übergänge zum ^{20}Ne bis zum zwanzigsten angeregten Zustand zugeordnet werden.

Zur Auswertung wurden die einzelnen Teilchenlinien auf dem Oszillographenschirm der Rechenanlage dargestellt. Mit Hilfe des Lichtgriffels wurden die gewünschten Peaks integriert und zur Energiebestimmung ihre Kanallage bestimmt.

Die Normierung der Anregungsfunktionen im elastischen Kanal und im Reaktionskanal erfolgt nach zwei verschiedenen Methoden. Die Anregungsfunktionen im Fall der elastischen Streuung wurden mit Hilfe der Rutherfordstreuung an einer zusätzlich aufgedampften Goldschicht normiert. Über diese Methode und

ihre Vorteile wird in Ref. 20 ausführlich berichtet. Die Anregungsfunktionen im Reaktionskanal wurden mit Hilfe des in einem vorgespannten Faradaybecher gemessenen Targetstroms normiert. Zur absoluten Normierung muß der effektive Ladungszustand der Ionen nach Durchgang durch das Target bekannt sein. Er wurde bei verschiedenen Energien aus dem Verhältnis Cupstrom mit und ohne Target bestimmt. Außerdem muß zur Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnittes der Raumwinkel des entsprechenden Zählers bekannt sein. Der Raumwinkel der beiden Dioden wurde durch die elastische Streuung von $16.4 \text{ MeV } ^{14}\text{N}^{3+}$ an einem dünnen Nickeltarget ermittelt. Zu diesem Zweck wurden die 12μ Abschirmfolien vor den Zählern entfernt. Aus dem bekannten Rutherford-Wirkungsquerschnitt kann über die Zählrate, die Targetdicke und den einfallenden Teilchenstrom der Raumwinkel berechnet werden. Es ergab sich für die 12° -Diode ein $\Delta\Omega = 1.806 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$ und für den 32° -Zähler ein $\Delta\Omega = 1.932 \cdot 10^{-3} \text{ sr}$. Damit sind die notwendigen Größen für die Bestimmung des absoluten Wirkungsquerschnitts bekannt.

Eine Abschätzung der Genauigkeit der auf diese Art normierten Meßergebnisse findet sich in Ref. 19. Der Fehler der absoluten Normierung wird dort zu $< 5 \%$ angegeben. Die Fehler der relativen Normierung sind durch die statistischen Fehler der Zählraten gegeben, diese sind in den einzelnen Zeichnungen als Fehlerbalken angegeben.

III Experimentelle Ergebnisse

In der Figur 9 ist eines, der in der zweidimensionalen Matrix analysierten, Schwerionenspektren wiedergegeben. Die Figur 10 zeigt ein typisches α -Spektrum.

Die Anregungsfunktionen

Unter den Winkeln $61,2^\circ$ und 90° (cm) wurden die Anregungsfunktionen $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{10}\text{B}$ im Energiebereich von 4.6 bis 10.8 MeV (cm) in 83 keV Schritten gemessen. Die Figur 11 zeigt die gemessenen Anregungsfunktionen. Die aus den Rückstoßkernen gewonnenen Anregungsfunktionen, die den Winkeln 130° und $108,6^\circ$ (cm) entsprechen, zeigt die Figur 12. Die Zeichengenauigkeit ist kleiner als der statistische Fehler, wenn keine Fehlerbalken eingezeichnet sind. Die Anregungsfunktionen weisen im gemessenen Energiebereich keine ausgeprägte Struktur auf. Bei niedrigen Energien, bis in die Nähe des Coulombwalles, folgen sie dem Rutherfordstreuquerschnitt. Dann zeigen sie einen ungefähr exponentiellen Abfall und erst bei höheren Energien tritt wieder eine Abflachung auf. Die auftretenden feineren Strukturen sind untereinander unkorreliert.

Die Fig. 13, 14 und 15 zeigen die Anregungsfunktionen für die Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ unter den Winkeln 12° und 32° lab. Sie wurden im Energiebereich von 12.6 bis 17.8 MeV lab in 200 keV Schritten gemessen. Es wurden jeweils die ersten 6, 11 und 20 α -Übergänge aufsummiert. Die Kurven zeigen einen glatten Anstieg mit wachsender Energie. Es treten keine Strukturen auf, die auf die Ausbildung quasimolekularer Zustände hindeuten. Bemerkenswert ist, daß die Kurven umso glatter werden, je mehr α -Übergänge berücksichtigt werden.

Dieser Verlauf der experimentell bestimmten Anregungsfunktionen ist im Compoundbild verständlich. Nach Verschmelzung

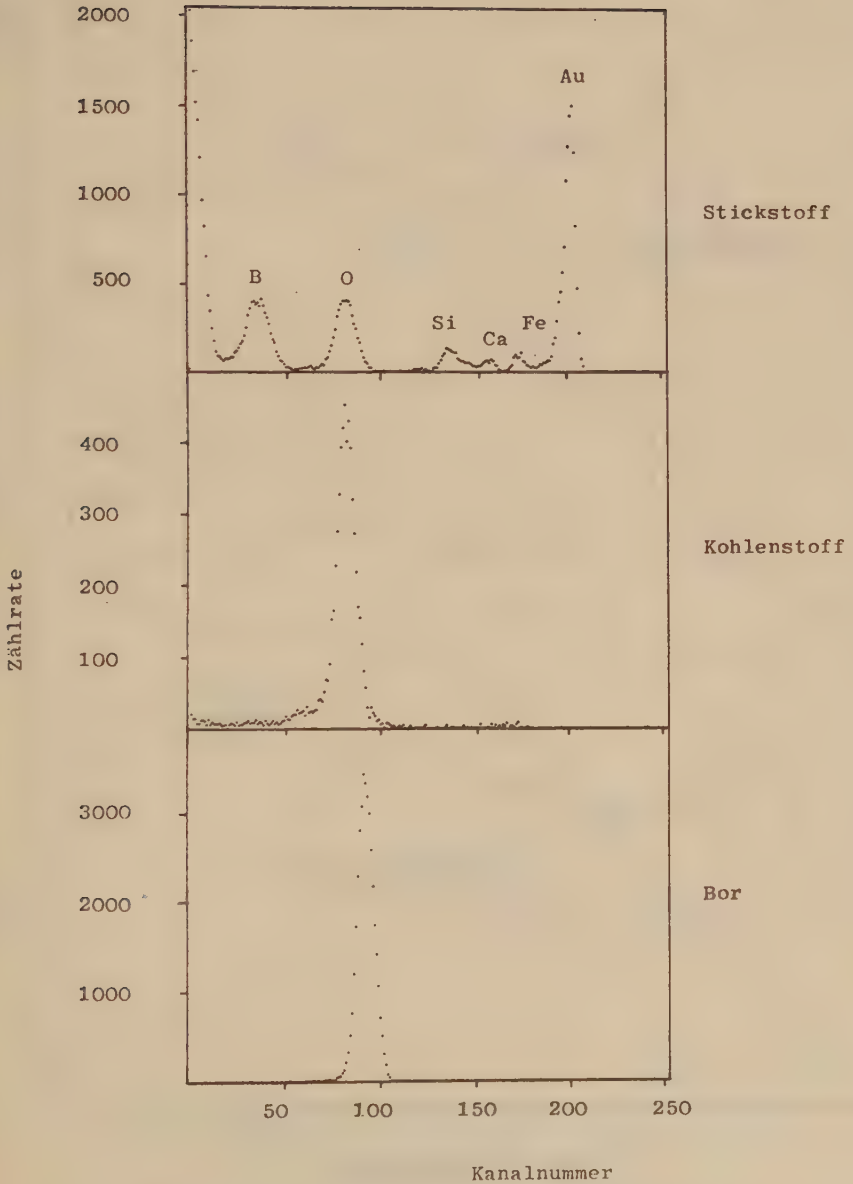


Fig. 9: Schwerionenspektren für 21.2 MeV; $^{14}\text{N}^{4+}$ auf ^{10}B
unter $\theta_{\text{Lab}} = 35.7^\circ$

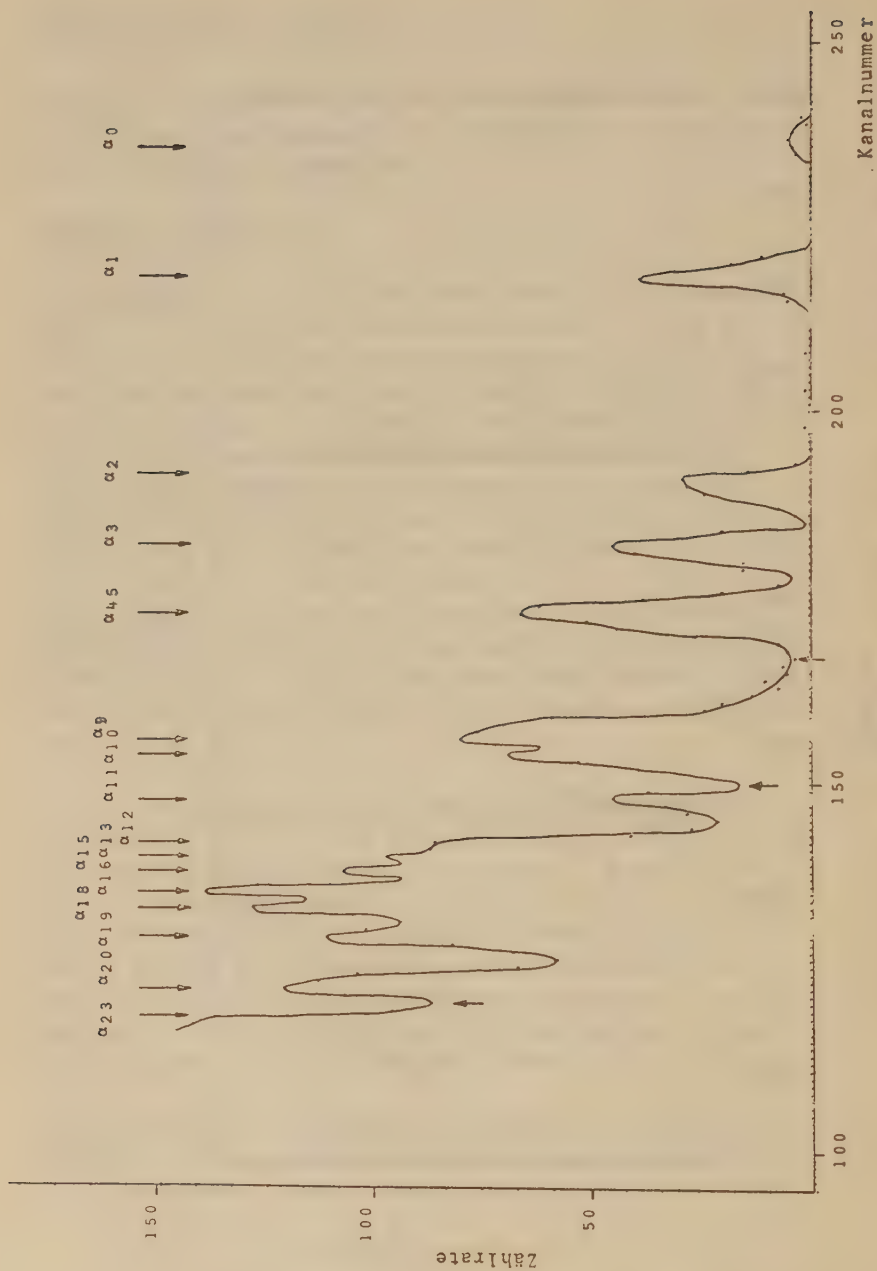


Fig. 10: α -Spektrum der Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ bei $E_{\text{Lab}} = 16.8 \text{ MeV}$ und $\epsilon_{\text{Lab}} = 12^\circ$

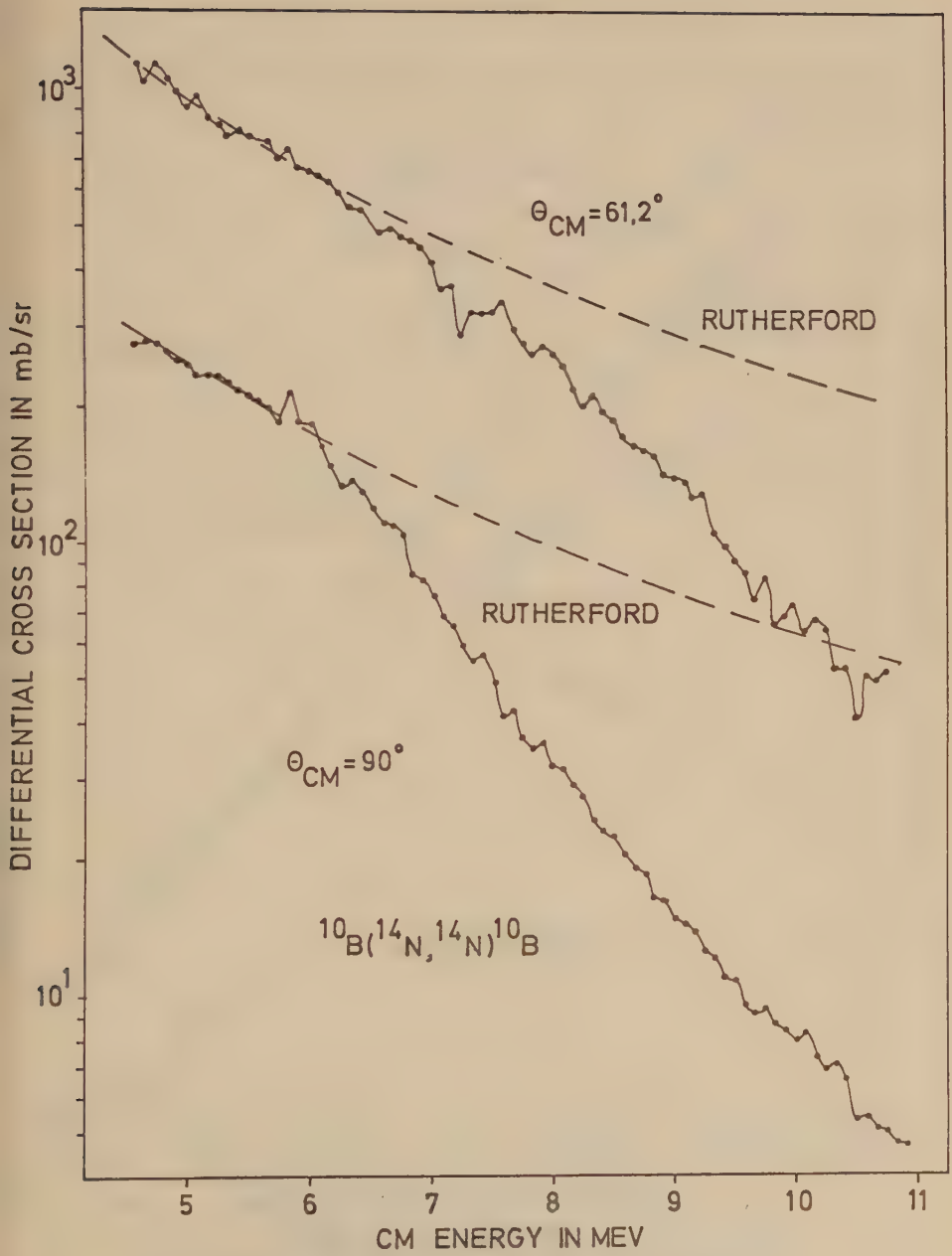


Fig. 11: Anregungsfunktionen der elastischen Streuung $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{10}\text{B}$ unter $61,2^\circ$ und 90° (cm)

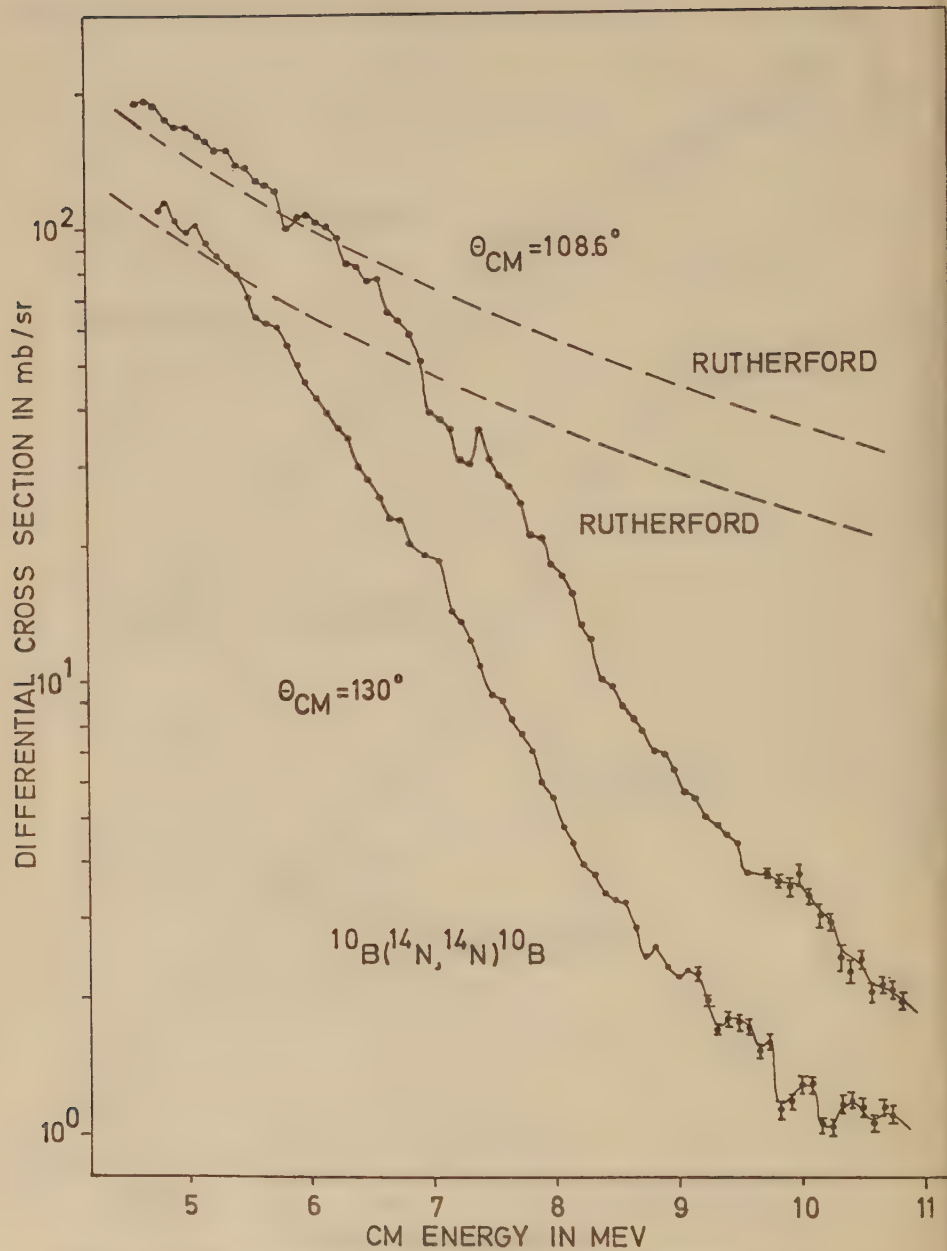


Fig. 12: Anregungsfunktionen der elastischen Streuung $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{10}\text{B}$ unter 108.6° und 130° (cm)

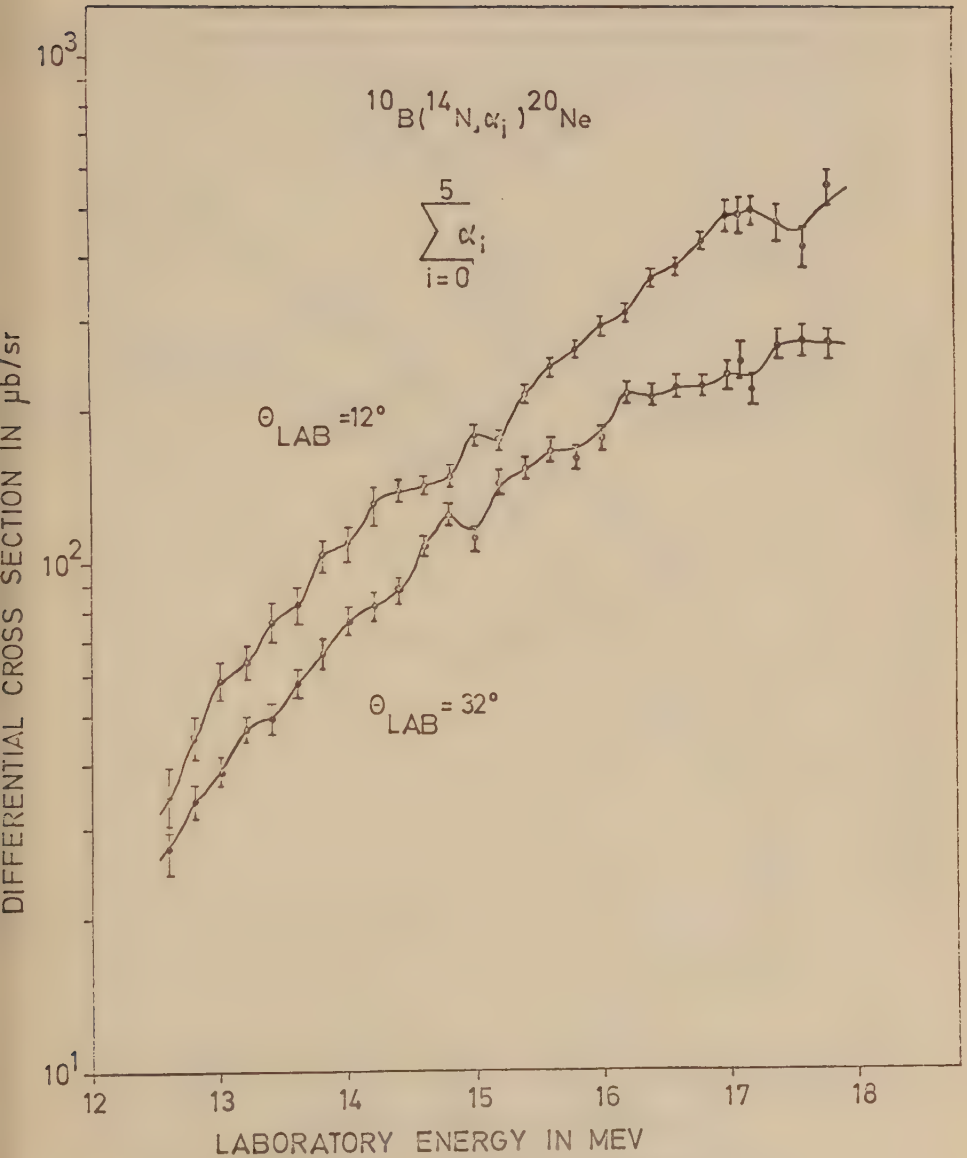


Fig. 13: Anregungsfunktionen der Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha_i)^{20}\text{Ne}$ unter 12° und $32^\circ(\text{Lab})$

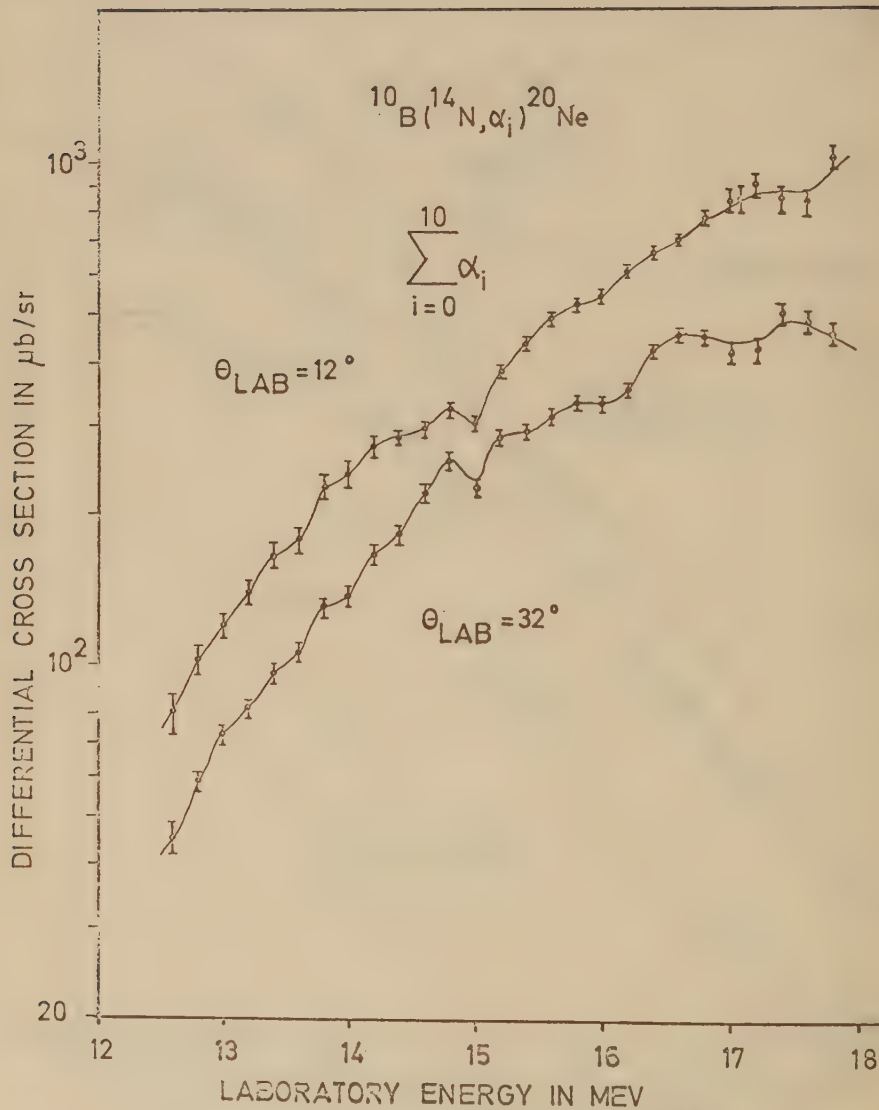


Fig. 14: Anregungsfunktionen der Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha_i)^{20}\text{Ne}$ unter 12° und 32° (Lab)

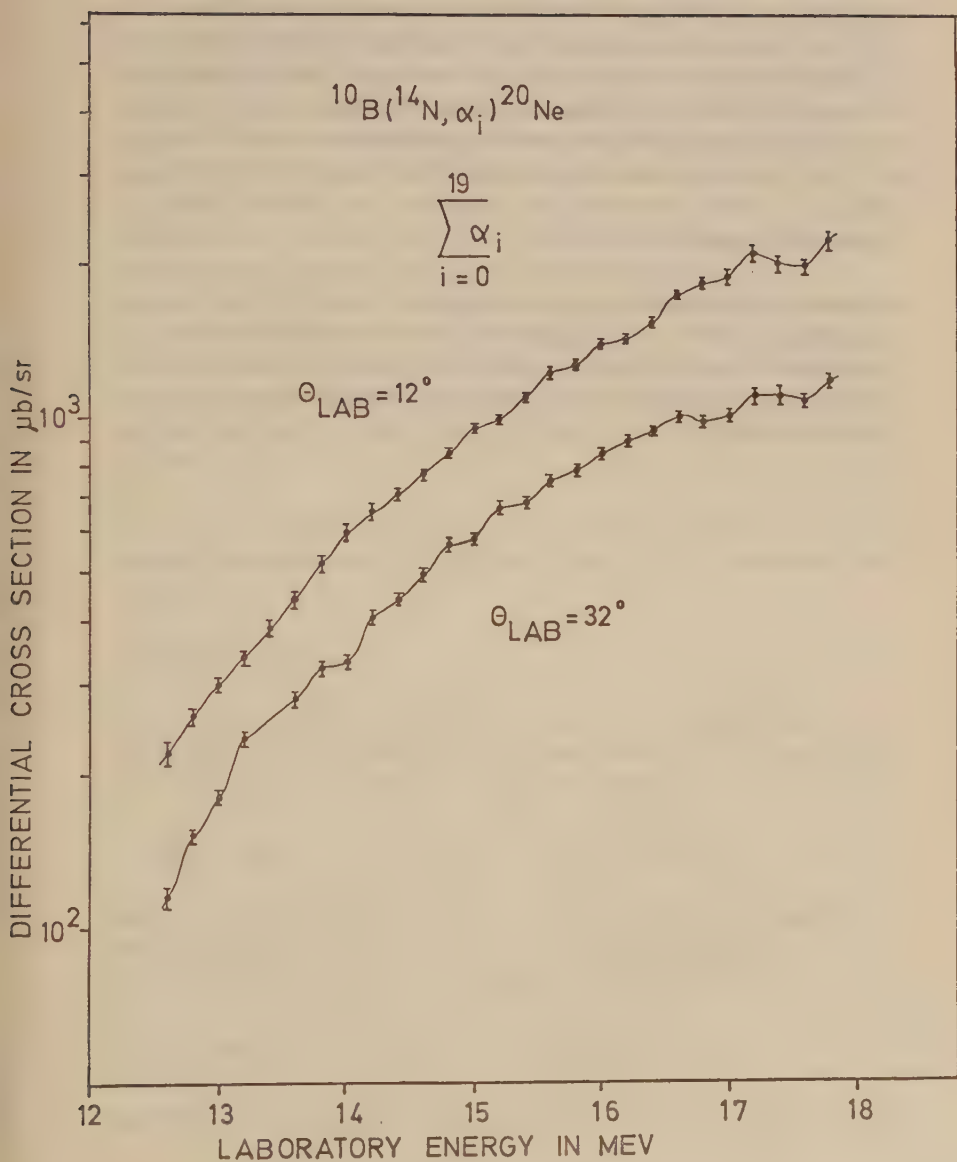


Fig. 15: Anregungsfunktionen der Reaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, \alpha_i)^{20}\text{Ne}$ unter 12° und 32° (Lab)

des Geschosses mit dem Targetkern entsteht ein sehr hoch angeregtes Compoundsystem, wobei die Anregungsenergie über die nuklearen Freiheitsgrade in Übereinstimmung mit den Gesetzen der statistischen Mechanik verteilt wird. Wegen der sehr großen Zahl dieser Freiheitsgrade und damit der Zustände des Systems, ist die Zustandsdichte bei diesen Anregungsenergien so hoch, daß eine vollständige Mittelung der Zustände über die individuellen Resonanzen stattfindet. Die sich überlappenden Zustände besitzen sehr viele offene Kanäle mit hohen Q-Werten. Das Ergebnis sind glatte strukturelose Anregungsfunktionen.

Im elastischen Kanal ergibt eine Abschätzung ⁴⁾ für den compoundelastischen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt eine obere Grenze kleiner 0.5 %. Man erwartet mit den üblichen Compoundvorstellung also strukturelose Beiträge zu den Anregungsfunktionen.

IV Fit und Diskussion

Die elastische Streuung von schweren Ionen in der Umgebung des Coulombwalles kann durch halbklassische Modelle beschrieben werden, die die Streuphasen parametrisieren. Die bekanntesten 3 Modelle sind das Sharp-cut-off-Modell von Blair ²¹⁾ das Smooth-cut-off-Modell von McIntyre ²²⁾ und das Diffraktionsmodell von Frahn und Venter ²³⁾.

Eine weitere Möglichkeit der Beschreibung der elastischen Schwerionenstreuung bietet das optische Modell. Es verwendet ein komplexes Potential zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen Projektil und Targetkern. Daraus ergeben sich komplexe Streuphasen, die die absorbierende Wirkung des Targetkerns berücksichtigen. Eine Behandlung der verschiedenen Modelle und ihre Gegenüberstellung findet sich in Ref. 20.

In der vorliegenden Arbeit wurden die experimentelle Anregungsfunktionen mit der PPS-Methode im McIntyre-Modell gefittet.

Das McIntyre-Modell

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung an einem Potential $U(r)$, welches für $r \rightarrow \infty$ schneller als $1/r$ gegen null geht, ist gegeben durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\gamma_l} - 1) P_l(\cos\delta) \right|^2 \quad (1)$$

mit γ_l = Phasenverschiebung der Wellen für $U \neq 0$ gegenüber Wellen im Fall $U = 0$. Ist $U(r)$ das Coulombpotential so ist ein $(1) \gamma_l$ durch die Coulombphase σ_l zu ersetzen.

$$\sigma_l = \arg \Gamma(1 + i + in) \quad \text{mit } n = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$$

Die Formel (1) wurde für den Fall der reinen Streuung herge-

leitet, d.h. alle einlaufenden Teilchen werden auch gestreut.

McIntyre ²²⁾ machte, um den Verlust von Teilchen durch Reaktionen zu berücksichtigen, die Annahme, daß die Amplituden der auslaufenden Kugelwellen um den Faktor A_1 geschwächt werden. Um ein Abschneiden der Partialwellen mit einem stetigen Übergang zwischen völliger und keiner Absorption zu erreichen, wählte er für die A_1 -Funktion die folgende Form:

$$A_1 = \left[1 + \exp (l_A - 1) / \Delta l_A \right]^{-1}$$

Außerdem wird eine zusätzliche reelle Kernstreuphase δ_1 eingeführt, die den Einfluß des kurzreichweitigen Kernpotentials berücksichtigt. Die Kernstreuphasen sind nur für solche l -Werte wesentlich, deren Partialwellen durch das Kernpotential beeinflusst werden. Für große l -Werte gilt also $\delta_1 \rightarrow 0$. Für kleine l -Werte nimmt δ_1 einen endlichen Wert an. Dieses Verhalten liefert die Funktion

$$\delta_1 = \delta \left[1 + \exp (1 - l_\delta) / \Delta l_\delta \right]^{-1}$$

Damit erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt die folgende Form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left| f_C(\vartheta) + \frac{1}{2ik} \sum (2l+1) e^{2i\sigma_l} (A_1 e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos\vartheta) \right|^2$$

In der Formel bedeutet:

$f_C(\vartheta)$ = Coulombstreuamplitude

σ_1 = Coulombstreuphase

δ_1 = reelle Kernstreuphase

A_1 = Verhältnis der Amplituden von auslaufender zur einlaufender Partialwelle.

Man hat damit ein Modell mit 5 Parametern, nämlich l_A , Δl_A , l_δ , Δl_δ und δ .

Das vorhandene Rechenprogramm ¹⁹⁾ für die PDP 7 - Rechenan-

lage war nur für den Fit von Winkelverteilungen geeignet. Es wurde daher für den Fit von Anregungsfunktionen in folgender Weise geändert. Das geänderte Programm verwendet keine A_1 -Funktion die im 1-Raum, sondern eine die im Ortsraum definiert ist.

$$A_1(R) = \left[1 + \exp (R_A - R) / \Delta R_A \right]^{-1}$$

wobei $R_A = R_1 + R_2 = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ mit r_0 = Kernradiusparameter. Das bedeutet, daß bei kugelförmigen Kernen mit den Radien R_1 und R_2 die A_1 -Funktion den Wert 1/2 annimmt, wenn sich die Kerne gerade berühren. Im Lauf der Rechnung wird zu jeder Energie eine Reihe von R-Werten berechnet, für die die A_1 -Funktion physikalisch seinen vollen Wert annimmt. ($0 < A_1 < 1$). Dies geschieht nach der Formel

$$R = \frac{1}{k} \left[\sqrt{1(1+n) + n^2} + n \right]$$

mit

$$k = (2\mu E / \hbar^2)^{1/2}$$

$$n = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$$

Auch die δ_1 -Funktion wurde im Ortsraum definiert.

$$\delta_1(R) = \delta \left[1 + \exp (R - R_\delta) / \Delta R_\delta \right]^{-1}$$

Die 5 Fitparameter haben folgende anschauliche Bedeutung:

- R_A : kleinster Abstand von Targetkern und Projektil bei streifendem Stoß.
- ΔR_A : Oberflächendicke der Kerne
- δ : δ gibt die Größe der Kernstreuphasenverschiebung allgemein, d.h. unabhängig von R, an.
- R_δ : Für $R=R_\delta$ ist die Kernstreuphasenverschiebung $\delta/2$.
- ΔR_δ : bestimmt das Abklingen der Kernstreuphasenverschiebung

Aus einem Fit mit diesem Modell läßt sich also eine Aussage über den Kernradiusparameter r_o und die Oberflächendicke ΔR_A der an der Streuung beteiligten Kerne machen.

Fitverfahren

Die festen Größen einer Meßreihe, Massen, Ladungen, CM-Winkel und die Meßergebnisse werden über Lochstreifen in die Rechenmaschine eingelesen. Die Fitparameter werden über Fernschreiber eingegeben. Dann berechnet die Maschine die theoretischen Wirkungsquerschnitte für alle gemessenen Punkte und zeigt die gemessene und die berechnete Anregungsfunktion auf dem Oszillographenschirm. Zunächst werden die Fitparameter so verändert, daß Theorie und Experiment optisch gut übereinstimmen. Von da an werden nur kleine Änderungen der Parameter durchgeführt und die quadratischen Abweichungen zwischen den experimentellen und theoretischen Wirkungsquerschnitten minimalisiert. Mit diesem Verfahren konnte mit ziemlicher Sicherheit ausgeschlossen werden, daß man in ein lokales Fehlerminimum gerät. Da die einzelnen Parameter in ihrem Einfluß auf den Kurvenverlauf nicht von einander unabhängig sind, war es nötig das Optimalisieren der einzelnen Größen mehrmals zu wiederholen.

Ergebnisse

Die gemessenen Anregungsfunktionen konnten in allen 4 Fällen mit dem 5-parametrischen Modell von McIntyre gefittet werden. Schwierigkeiten traten zunächst beim Fit der 2 Kurven auf, die aus den Rückstoßkernen bestimmt wurden. Es gelang nicht den Knick bei höheren Energien wiederzugeben. Erst durch Verwendung einer negativen Kernstreu-
phase δ wurde ein Hochbiegen der theoretischen Kurven erreicht. Darstellungen der Meßergebnisse und der zugehörigen

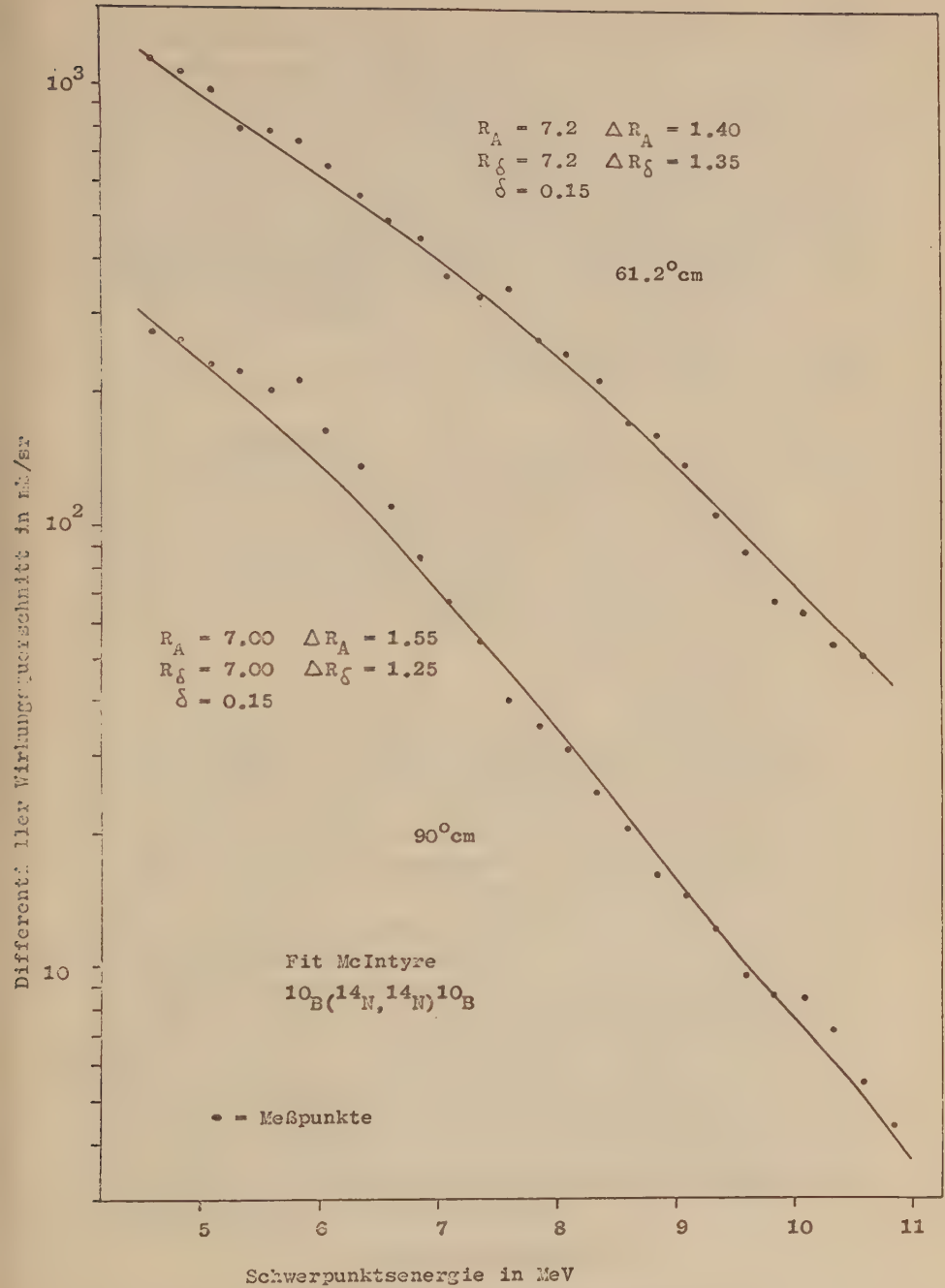


Fig. 10: Fit der Streuung von $^{14}_N$ an $^{10}_B$

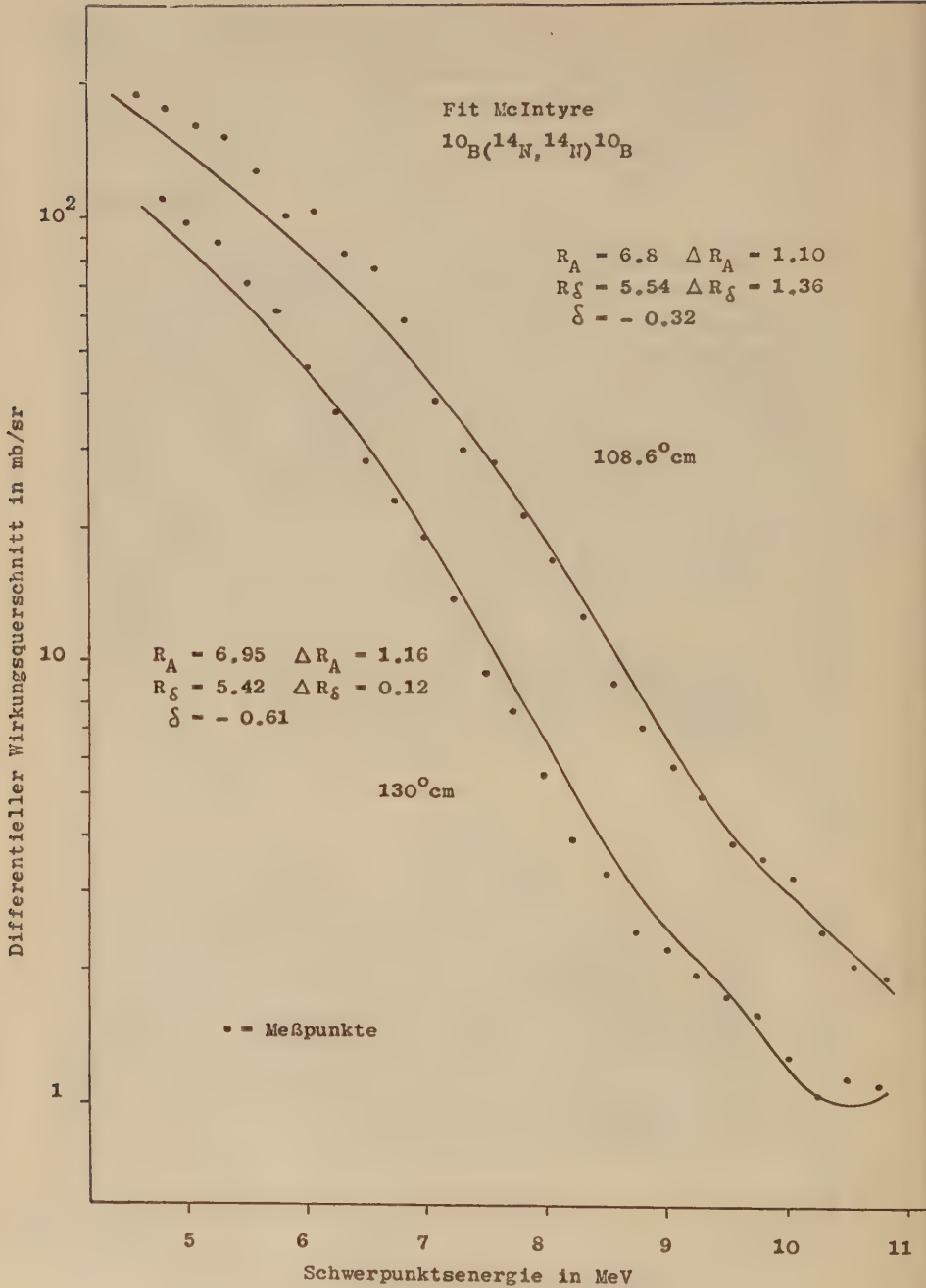


Fig. 17; Fit der Streuung von ^{14}N an ^{10}B

Fitkurven zeigen die Figuren 16 und 17. In Tabelle I sind die Fitparameter zusammengefaßt.

θ_{Lab}	θ_{cm}	R_A	ΔR_A	δ	R_δ	ΔR_δ	r_0
25°	61.2°	7.2	1.4	0.15	7.2	1.35	1.58
35.7°	90°	7.0	1.55	0.15	7.0	1.25	1.53
41.3°	108°	6.8	1.1	-0.32	5.54	0.136	1.49
45.3°	130°	6.96	1.16	-0.61	5.43	0.12	1.53

Tabelle 1: Parameter der Fits und Kernradien in fm

Der Kernradiusparameter r_0 variiert zwischen 1.49 und 1.58 fm. Der in Ref. 19 bestimmte Kernradiusparameter r_0 für das System $^{14}\text{N} - ^{10}\text{B}$ liegt zwischen 1.7 und 1.77 fm. Das aus der Transferreaktion $^{10}\text{B}(^{14}\text{N} \ ^{12}\text{C}) \ ^{12}\text{C}$ bestimmte r_0 ¹⁷⁾ beträgt 1.1 fm. Der Unterschied zur Messung von Helb ¹⁹⁾ dürfte in der anderen Bestimmung von R_A liegen.

Diskussion:

Der Verlauf der 4 Anregungsfunktionen kann, abgesehen von den feinen Strukturen, durch die Theorie gut wiedergegeben werden. Die Abweichung der Kurven unter 108° und 130° cm bei niedrigen Energien kommt daher, daß die gemessenen Kurven über dem Rutherfordquerschnitt liegen. Diese Abweichung liegt im Bereich des Fehlers der absoluten Normierung. Das Abbiegen dieser Kurven kann nur durch die Verwendung negativer Kernstreuphasen δ erreicht werden. Das bedeutet, daß neben dem Coulombpotential auch ein abstoßendes Kernpotential beteiligt ist. Der Kernradiusparameter r_0 bleibt mit wachsendem Beobachtungswinkel nahezu konstant. Die Diffuseness hat bei kleineren Winkeln größere Werte als bei großen Winkeln. Dieses Verhalten kann man dann erklären, wenn ein abstoßendes Kernpotential d.h. wenn negative Kernstreuphasen vorkommen. Die folgende Abschätzung soll dies verdeutlichen:

Der Zusammenhang zwischen l und dem Abstand der Kerne R wird durch die folgende Beziehung gegeben.

$$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}$$

Für niedrige Energien ist diese Beziehung sicher gültig. Werden die Energien aber größer, so muß in der obigen Gleichung noch zusätzlich das Kernpotential $V(R)$ berücksichtigt werden.

$$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2} + V(R)$$

Differenzieren ergibt

$$\frac{\Delta R}{\Delta L} (V \neq 0) = \frac{\Delta R}{\Delta L} (V = 0) + \frac{1}{\Delta L} \frac{d}{dR} (R^2 V(R))$$

Diesem Ausdruck kann man entnehmen, daß die Diffuseness ΔR dann kleiner wird, wenn ein abstoßendes Kernpotential vorliegt, welches für kleiner werdendes R stärker als $1/R^2$ ansteigt.

Im Fall negativer Kernstreuphasen ist die Diffuseness aber kleiner als im Fall δ positiv. Das bedeutet, daß zur Beschreibung der elastischen Streuung im Fall $^{10}\text{B}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{10}\text{B}$ ein Potential erforderlich ist, das neben absorbierenden Eigenschaften, die durch die A_1 -Funktion berücksichtigt werden, auch einen stark abstoßenden Teil bei kleinen Wechselwirkungsabständen besitzt. Dieser tritt erst bei hohen Energien und großen Streuwinkeln in Erscheinung. Die im Fit verwendeten R_δ sind um ca. 20% kleiner als die zugehörigen R_A . Weiter kann man den Fitdaten entnehmen, daß die Verschmierung dieses Potentials sehr schwach ist. Die "Diffuseness" ΔR_δ beträgt nur ca. 10 % der ΔR_A .

Die in dieser Arbeit gemessenen Anregungsfunktionen des Systems $^{14}\text{N} - ^{10}\text{B}$ im elastischen Kanal und im α -Kanal sind strukturlos. Dieses System, das wie $^{12}\text{C} - ^{12}\text{C}$ zum

Compoundkern ^{24}Mg führt, zeigt keinen Hinweis auf einen quasimolekularen Reaktionsmechanismus. Die Anregungsfunktionen dieses Systems, dessen beide Partner nicht abgeschlossene Schalen haben, zeigen im untersuchten Energiebereich vielmehr das gleiche Verhalten in den beiden beobachteten Kanälen, wie das System aus dem doppelt magischen Partner $^{16}\text{O} - ^{16}\text{O}$. Es kann jedoch nicht ausgeschlossen werden, daß sowohl im elastischen Kanal wie auch in den Reaktionskanälen bei wesentlich höheren Energien, die mit unserem Beschleuniger nicht erreichbar waren, Grobstrukturen auftreten könnten. Feinstrukturen sollten dagegen wegen der komplizierten inneren Strukturen der beiden Partner fehlen.

Literatur
=====

- 1) D.A.Bromley, J.A.Kuehner and E.Almquist
Phys. Rev. Lett. 4, 365 (1960)
Proc. Sec. Conf. on Reactions betw. Complex
Nuclei, Gatlinburg 1960, S. 151
Phys. Rev. 123 (3) 878 (1961)

E.Almquist, D.A.Bromley and J.A.Kuehner
Phys. Rev. Lett. 4, 515 (1960)
Proc. Sec. Conf. on Reactions betw. Complex
Nuclei, Gatlinburg 1960, S.282

E.Almquist, J.A.Kuehner, D.McPherson and E.W.Vogt
Phys. Rev. 136 B, 84 (1964)

E.W.Vogt, D.McPerson, J.A.Kuehner and E.Almquist
Phys. Rev. 136 B, 99 (1964)
- 2) E.W.Vogt, H.McManus
Phys. Rev. Lett. 4, 518 (1960)

H.McManus, E.W.Vogt
Proc. Sec. Conf. on Reactions betw. Complex Nuclei,
Gatlinburg 1960, S.291

R.H.Davis
Phys. Rev. Lett. 4, 521 (1960)
Proc. Sec. Conf. on Reactions betw. Complex Nuclei,
Gatlinburg 1960, S. 297
- 3) E.B.Carter, P.H.Stelson, M.K.Mehta and D.L.Bernard
Nucl. Phys. 63, 575 (1964)
- 4) G.Ischenko, Habilitation, Erlangen 1969
to be published in Nuclear Reactions induced by
heavy ions Ref. Book 1.13
North-Holland Publishing Company

- 5) R.H.Siemssen, J.V.Maher, A.Weidinger and D.A.Bromley
Phys. Rev. Lett. 19, 369 (1967)
- 6) B.Block, F.B.Malik
Phys. Rev. Lett. 19, 239 (1967)
- 7) R.J.Munn, B.Block and F.B.Malik
Phys. Rev. Lett. 21, 159 (1968)
- 8) L.Rickertsen, B.Block, J.W.Clark and F.B.Malik
Phys. Rev.Lett. 22, 951 (1969)
- 9) K.A.Brueckner, J.R.Buchler and M.M.Kelly
Phys. Rev. 173, 944 (1968)
- 10) W.Scheid, R.Ligensa and W.Greiner
Phys. Rev. Lett. 21, 1479 (1968)
- 11) R.A.Chatwin, J.S.Eck, D.Robson and A.Richter
Tallahasse, preprint 1969
- 12) W.Reilly, R.Wieland, A.Gobbi, M.W.Sachs, J.M.Maker,
D.Mingay, R.H.Siemssen and D.A.Bromley
to be published in Nuclear Reactions Induced by
heavy ions.
North-Holland-Publishing Comp.
- 13) W.Reilly, R.Wieland, A.Gobbi, M.W.Sachs and D.A.Bromley
to be published in Nuclear Reactions induced by heavy
ions.
North-Holland-Publishing Comp .
- 14) H.T.Fortune, A.Richter, R.H.Siemssen and J.W.Tippie
to be published in Nuclear Reactions induced by
heavy ions
North-Holland Publishing Comp.
- 15) R.W.Shaw, J.C.Norman, R.Vandenbosch, C.J.Bishop
private communication to 11)
- 16) H.D.Helb, H.Voit, G.Ischenko and W.Reichardt
Phys. Rev. Lett. 23, 176 (1969)

- 17) E.Blatt Dissertation Erlangen 1968
- 18) W.Gentner, G.Hortig
Z.Phys. 172, 353 (1963)
- 19) H.D.Helb, Diplomarbeit Erlangen 1969
- 20) E.Krubasik, Diplomarbeit Erlangen 1968
- 21) J.S.Blair
Phys. Rev. 95, 1218 (1954)
- 22) J.A.McIntyre, K.H.Wang, and L.C.Becker
Phys. Rev. 117, 1337 (1960)

J.A.McIntyre, S.D.Baker and K.H.Wang
Phys. Rev. 125, 584 (1961)
- 23) W.E.Frahn and R.H.Venter
Ann. Phys. 24, 243 (1963)
Ann. Phys. 27, 135, 385, 401 (1964)

Herrn Prof. Dr. H. Wegener danke ich für sein Interesse und die Möglichkeit, diese interessante Arbeit ausführen zu können.

Herrn Dr. G. Ischenko danke ich für sein Interesse an dieser Arbeit und für viele Diskussionen.

Meinen Mitarbeitern aus der Schwerionengruppe, Herrn Dr. H. Voit und Herrn Dipl. Phys. H.D.Helb, danke ich für viele Diskussionen, die gute Zusammenarbeit und ihren großen persönlichen Einsatz während der Strahlzeiten.

Herrn Dipl. Phys. E. Jaeschke und Herrn cand. phys. D.Frosch danke ich für ihre Hilfe bei Planung und Aufbau der Elektronik. Diesen Herren sowie Herrn Dipl. Phys. E. Rinsdorf und Herrn Dipl. Phys. W.Arnold danke ich weiter für ihre Hilfe bei den Strahlzeiten.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft hat einen Teil der Mittel zur Durchführung dieser Arbeit bereitgestellt.

Lebenslauf

Ich wurde am 16. 3. 1940 als einziges Kind des Oberingenieurs Rudolf Reichardt und seiner Ehefrau Gertrud geb. Jahreiß in Nürnberg geboren. Ich legte die Reifeprüfung 1959 an der Oberrealschule Forchheim ab.

Das Physikstudium begann ich im November 1959 an der Universität Erlangen. In den Semesterferien war ich in den Laboratorien verschiedener Firmen als Praktikant tätig. Im November 1962 legte ich in Erlangen die Vordiplomprüfung ab. Meine Diplomarbeit fertigte ich bei Prof. Dr. H. Wegener im Physikalischen Institut der Universität Erlangen-Nürnberg an. Im Juli 1966 legte ich die Diplomhauptprüfung ab. Anschließend war ich zunächst wissenschaftliche Hilfskraft und seit 1. September 1967 habe ich einen Privatdienstvertrag mit Prof. Dr. H. Wegener. In dieser Zeit ist die vorliegende Arbeit entstanden.

Am 13. 10. 1967 heiratete ich Fräulein Helge Gatzsch. Am 1. 2. 1968 wurde unser Sohn Axel geboren.

Erlangen den 3. 10. 1969

Offsetdruck-Fotodruck

J. Hogl, 8520 Erlangen Hauptstr. 109, (Nähe Martin-Luther-Platz) Tel. 22990
